

# 以半导体激光器为光源的 光孤子传输理论分析\*

钟 山 许宝西 姚敏玉 娄采云

李艳和 高以智 周炳琨

(清华大学电子工程系, 北京 100084)

**摘 要** 建立了一个包括半导体激光器超短光脉冲产生、法布里-珀罗光谱窗消啾、在有损光纤及集总光纤放大器组成的链路中进行非线性传输的整体简化理论模型, 并利用这一模型进行了数值模拟计算和分析。结果表明, 此模型能较真实地反映入射光纤的光脉冲的时域及频域特性, 模拟计算所得的结果与实验结果符合得较好。同时还证明了利用法布里-珀罗光谱窗消啾后的准孤子脉冲可以用于光孤子传输。

**关键词** 光孤子传输, 光孤子源, 法布里-珀罗光谱窗。

## 1 引 言

近年来, 随着色散位移光纤(DSF)、掺铒光纤放大器(EDFA)以及半导体光孤子源的采用, 光孤子通信的研究获得了极大的发展, 已逐渐从理论及基础研究进入到应用研究阶段。目前各国的实验室所建立起来的光孤子通信传输实验系统大多采用增益开关分布反馈半导体激光器或主动锁模半导体激光器作为超短光脉冲源, 并利用法布里-珀罗光谱窗消除光脉冲的啾, 以得到近变换极限的准孤子, 同时利用外调制进行数据编码。编码后的准孤子脉冲进入传输光纤中, 藉助周期性的集总放大以维持孤子的能量, 使其能够超长距离地稳定传输, 通常要求放大器的间隔  $L_a \ll Z_0$  ( $Z_0$  为孤子周期)<sup>[1]</sup>。

针对这类光孤子传输系统, 以前已有不少利用模拟计算分析光孤子在光纤中传输特性的研究报导, 但大多以理想的双曲正割脉冲或高斯脉冲作为入射脉冲进行模拟计算, 即使考虑了光源啾, 也仅仅假定啾为线性的。而实际由增益开关半导体激光器产生的光脉冲既具有线性啾, 也含有非线性啾, 经过法布里-珀罗光谱窗消啾后也不可能彻底消除, 并且光脉冲波形也不再对称。为了获得更加符合实际情况的理论分析结果, 本文建立了一个包括半导体激光器超短光脉冲产生、法布里-珀罗光谱窗消啾、在有损光纤及集总光纤放大器组成的链路中进行非线性传输的整体简化理论模型, 并利用这一模型进行了数值模拟计算。由于此模型能较真实地反映入射光纤的光脉冲的时域及频域特性, 因而据此进行的模拟计算

\* 受国家自然科学基金、高等学校博士学科点基金支持。

收稿日期: 1994年4月10日; 收到修改稿日期: 1994年5月27日

所得的结果与实验结果符合得较好。

## 2 理论模型的建立

建立的光孤子传输理论分析模型的基本思路为: 由半导体激光器的瞬态速率方程出发, 并考虑载流子密度与产生光脉冲瞬时频率的关系, 得到不同工作条件下激光器输出的啁啾光脉冲, 利用法布里-珀罗光谱窗的传输函数得到消啁啾光脉冲的特性, 然后将此消啁啾的光脉冲参数作归一化处理后代入具有损耗项的非线性薛定谔方程以模拟光脉冲在光纤中的传输。传输模拟过程如图 1。在进行包含若干个集总放大器的光纤链路中光孤子传输的模拟计算时应在非线性薛定谔方程中加入放大增益项。

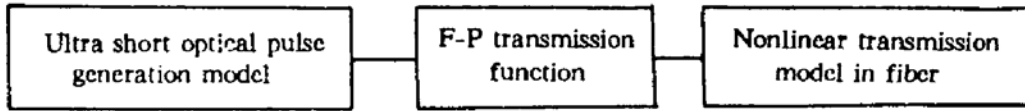


Fig. 1 Simulation diagram of transmission system

下面分别介绍超短光脉冲产生、消啁啾及光纤中非线性传输的理论模型。

### 2.1 半导体超短脉冲光源的理论模型

增益开关分布反馈激光器的工作原理是与激光器的瞬态特性联系在一起的。当半导体激光器突然加上一激励电流时, 在其达到稳态之前, 由于光子和载流子之间的相互作用, 产生张弛振荡, 输出一系列幅度逐渐变小的窄脉冲, 每个脉冲的宽度在几十皮秒左右, 振荡频率在  $10^9 \sim 10^{10}$  Hz 范围, 其值与激光器内部参数和工作条件有关。利用增益开关技术产生超短光脉冲, 就是使激光器在产生张弛振荡的第一个脉冲后, 增益迅速减小到阈值以下, 多峰不能产生, 从而获得超短光脉冲。若将直流偏置与正弦调制电流同时注入分布反馈激光器, 则可产生高重复率的超短光脉冲。由于半导体材料的横向弛豫时间 ( $\tau$ ) 为  $10^{-13}$  s, 而增益开关激光器所产生的光脉冲的脉宽  $\Delta t$  约为  $10^{-11}$  s,  $\Delta t \gg \tau$ , 所以在讨论腔内的光子数密度和载流子密度变化时, 可以采用速率方程来处理, 而不必采用半经典理论。

简化的单模半导体激光器速率方程为<sup>[2]</sup>:

$$\begin{cases} \frac{dN(t)}{dt} = \frac{I(t)}{ev} - g(N(t) - N_0)P(t) - \frac{N(t)}{\tau_e}, \\ \frac{dP(t)}{dt} = g(N(t) - N_0)P(t) + r \frac{N(t)}{\tau_e} - \frac{P(t)}{\tau_p}. \end{cases} \quad (1)$$

式中  $N(t)$ 、 $P(t)$  分别为半导体激光器有源层的载流子密度和光子密度,  $\tau_e$ 、 $\tau_p$  分别为载流子自发辐射寿命和光子寿命,  $e$  为电子电量,  $v$  为有源层体积,  $r$  为自发辐射因子, 它表示注入该模式的自发辐射的光子数和总的自发辐射光子数之比,  $g$  为增益因子,  $N_0$  为激光器产生增益时的载流子密度,  $I(t)$  为注入电流。利用增益开关法产生超短脉冲时,  $I(t)$  应为:

$$I(t) = I_c + I_m \sin(\omega_m t), \quad (2)$$

$I_c$  为直流偏置,  $I_m$  和  $\omega_m$  分别为微波调制电流的幅度和频率。

采用龙格-库塔法求解速率方程, 可得到不同工作条件下半导体激光器产生的光子密度  $P(t)$  和载流子密度  $N(t)$ 。

半导体激光器产生光脉冲的同时, 总是伴随着载流子密度的变化, 这将引起有源层折射

率的变化,从而导致光脉冲瞬时频率的漂移,造成光脉冲的啾啾效应。载流子密度变化所引起折射率的变化可用下式表示:

$$\Delta n(t) = A_0 \Delta N(t), \quad (3)$$

式中  $\Delta n(t) = n(t) - n_0$ ,  $\Delta N(t) = N(t) - N_a$ ,  $n(t)$ ,  $n_0$  分别为瞬时折射率与阈值时的折射率,  $A_0$  为常数,  $N_a$  为阈值时载流子密度。有源层折射率的变化引起光脉冲电场频率的变化为

$$\Delta f(t) = -\frac{\Delta n(t)}{n_0} f_0 = -\frac{A_0 f_0}{n_0} \Delta N(t) = -\frac{A_0 f_0}{n_0} [N(t) - N_a]. \quad (4)$$

式中,  $f_0$  为激光器中心频率。由此,可得到激光器输出光脉冲电场的复包络为:

$$E(t) = K \sqrt{P(t)} \exp \left\{ j \left[ \omega_0 t + 2\pi \int_{-\infty}^t \Delta f(t') dt' \right] \right\}, \quad (5)$$

式中  $K$  为一常数,  $\omega_0$  为光脉冲中心角频率。此式即为半导体激光器产生的含有啾啾光脉冲的电场表示式。根据(5)式及半导体激光器的速率方程,可以求得光脉冲的数值解,并画出波形、频谱、及啾啾分布。选取合理的  $I_a$ ,  $I_m$ ,  $\omega_m$ , 可以得到不同的超短光脉冲波形、频谱和啾啾分布,并可计算光脉冲的脉宽带宽积。

## 2.2 法布里-珀罗腔光谱窗模型

无啾啾的双曲正割形脉冲的脉宽带宽积  $\Delta t \Delta \nu = 0.315$ , 如果脉冲中含有啾啾, 则  $\Delta t \Delta \nu > 0.315$ 。在线性啾啾的假设下, 可定义啾啾参量  $C$  衡量啾啾大小,  $C$  满足

$$\Delta t \Delta \nu = \Delta t_0 \Delta \nu_0 \sqrt{1 + C^2} \quad (6)$$

理论分析表明<sup>[3]</sup>, 为形成一阶孤子传输, 初始入射脉冲的啾啾参量有一临界值  $C_c$ ,  $C_c \approx 1.64$ , 当  $|C| > C_c$  时, 不能形成光孤子; 即使  $|C| < C_c$ , 在孤子形成过程中, 由于色散波辐射而损失一部分能量。因此需要对半导体激光器产生的光脉冲进行消啾啾, 使入射脉冲的初始啾啾尽可能小。利用法布里-珀罗光谱窗消啾啾的实质是对光脉冲进行滤波, 压窄其光谱, 由于光脉冲的不同部位具有不同的频率, 所以, 滤波过程同时也压缩了光脉冲的宽度。

增益开关分布反馈产生的光脉冲经法布里-珀罗光谱窗后时域及频域特性的变化可按下述过程处理。对(5)式进行傅里叶变换, 并利用法布里-珀罗腔光谱窗的传输函数表达式  $H(\omega)$ , 可求得经过法布里-珀罗光谱窗消啾啾后光脉冲的频域表达式  $E_0(\omega)$

$$E_0(\omega) = H(\omega) E(\omega) = \frac{1 - R}{1 - R \exp(j\delta)} E(\omega) \quad (7)$$

$$\delta = \frac{2n_2 H}{c_0} \omega \sqrt{1 - \left( \frac{n_2}{n_1} \sin \theta_i \right)^2}$$

式中  $R$  为法布里-珀罗腔端面反射率,  $H$  为法布里-珀罗腔间隔,  $\omega$  为光波频率,  $\theta_i$  为入射角,  $c_0$  为真空中光速,  $n_1$ ,  $n_2$  分别为法布里-珀罗腔内外的折射率。  $E_0(\omega) \sim \omega$  为其频域特性, 通过反傅里叶变换则得到时域特性  $E_0(t) \sim t$ 。改变法布里-珀罗腔参数, 可得不同的  $E_0(\omega) \sim \omega$ ,  $E_0(t) \sim t$  曲线。选择恰当的法布里-珀罗腔参数消啾啾后的超短光脉冲的脉宽带宽积可接近理想孤子的变换极限值 0.315。

## 2.3 光纤中光脉冲传输模型

将  $E_0(t)$  幅度归一化后,  $E_0(t)$  变为  $V_0(t)$ , 将  $V_0(t)$  作为初始条件代入含有损耗项的归一化非线性薛定谔方程

$$-j \frac{\partial V}{\partial \xi} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} + |V|^2 V + jIV \quad (8)$$

(8)式中右边第一项为色散作用项,第二项为非线性作用,第三项为损耗项,其中 $\xi$ 为归一化距离, $\tau$ 为归一化时间, $\Gamma$ 为归一化损耗系数。利用分步傅里叶算法,可求得消啁啾后准孤子脉冲在光纤中的演化情况。对于采用周期性集总式全光放大的光纤传输链路上的光孤子传输,可在(8)式中加入周期性集总光放大增益项,得到<sup>[4]</sup>

$$-j \frac{\partial V}{\partial \xi} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} + |V|^2 V + j\Gamma V + j[1 - \exp(\Gamma \xi_a)] \sum_{a=1}^N \delta(\xi - n \xi_a) V \quad (9)$$

式中 $\xi_a$ 为归一化放大器间距, $N$ 为放大器个数, $n$ 为放大器序数。此处放大器采用能量放大方式,即通过放大器补偿传输光纤的损耗,恢复光脉冲序列的平均功率,而不是恢复其峰值功率。同样采用分步傅里叶算法对(9)式进行数值求解,可以得出光纤链路中远距离传输时孤子的传输特性,由此可考察消啁啾后的准孤子脉冲能否长距离的稳定传输。

### 3 理论计算结果与分析

根据半导体超短光脉冲光源的理论模型,取 $\tau_e = 2.0 \text{ ns}$ ,  $\tau_r = 2.0 \text{ ps}$ ,  $r = 1.0 \times 10^{-5}$ ,  $g = 1.125 \times 10^{-12} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ ,  $A_0 = -1.2 \times 10^{-20} \text{ cm}^3$ ,  $I_{dc} = 1.5 I_u$ ,  $I_m = 0.8 I_u$  ( $I_u$ 为阈值电流)时计算得到了同实验中测得的超短光脉冲各参量相接近的光脉冲的波形[见图2中(a)],其啁啾分布如图2(b),图2(c)所示。可见由于载流子密度的变化,光脉冲中心部分频率变化快,啁啾较大,其脉宽带宽积 $\Delta t \Delta \nu \approx 4.4$ 。对图2中所示的光脉冲进行法布里-珀罗光谱窗消啁啾,即按照理论模型2.2节对图2中光脉冲的 $E(\omega)$ 进行数学处理。当取 $R = 0.88$ ,  $H \approx 300 \mu\text{m}$ ,  $n_1 = 1.0$ ,  $n_2 = 1.54$ 时可得消啁啾后的光脉冲的波形、啁啾分布及频谱见图3。比较图2与图3,可见消啁啾后脉宽变窄,谱宽也大大压缩,脉冲中心部分的啁啾分布也明显变得平缓,计算得到脉宽带宽积为0.34,已接近变换极限的0.315。此时消啁啾后的脉冲波形不再对称。

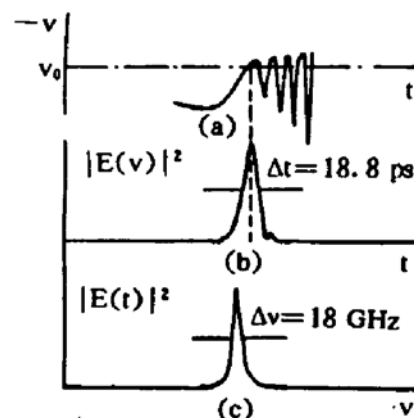
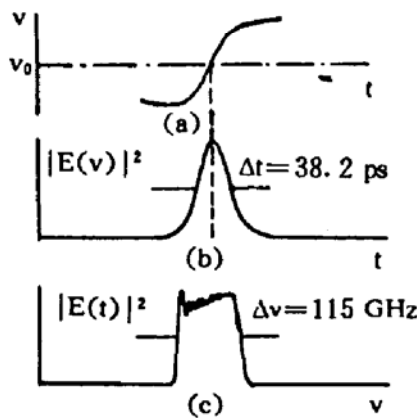


Fig. 2 Optical pulse chirp (a), form (b) and spectrum (c) before chirp elimination by F-P

Fig. 3 Fig. 3 Optical pulse chirp (a), form (b) and spectrum (c) after chirp elimination by F-P

将经过法布里-珀罗光谱窗消啁啾后的光脉冲进行幅度归一化处理,代入(8)式进行传输模拟计算,为与实验结果比较,还计算了消啁啾后的光脉冲在21 km色散位移光纤中的传输和演化,根据实测参数,色散位移光纤的 $\bar{D} \approx 2.4 \text{ ps/km/nm}$ ,损耗系数 $\alpha \approx 0.33 \text{ dB/km}$ ,光纤有效截面积 $A_{\text{eff}} \approx 50 \mu\text{m}^2$ 。图4为经过21 km色散位移光纤传输后,输出光脉冲宽度与输入脉冲平均功率的关系。图中实线为计算所得的消啁啾准孤子脉冲的脉宽与输入平均功率的关系曲线,虚线为相同脉宽的理想双曲正割光孤子的脉宽与输入平均功率的关系曲线,图中

水平虚线对应输入光脉冲的宽度。这两条曲线偏离的原因是半导体激光器产生的光脉冲经法布里-珀罗光谱窗消啁啾后,光脉冲中仍含有部分频率啁啾,由于色散波的辐射将损耗掉一部分能量,因此需要更高的输入功率才能恢复到入射光脉冲的脉宽值。图中黑点为后面将提及的 21 km 传输实验的测量值。

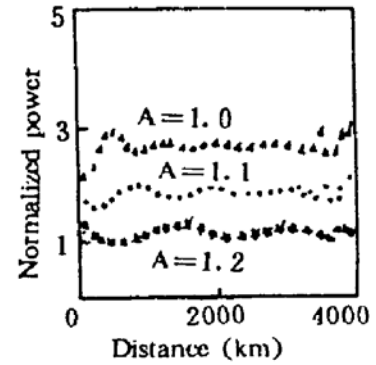
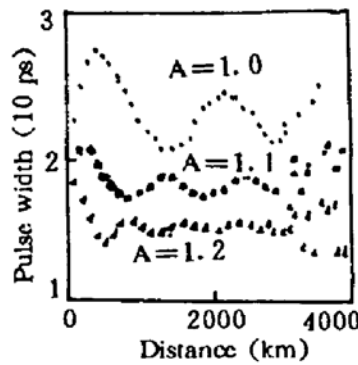
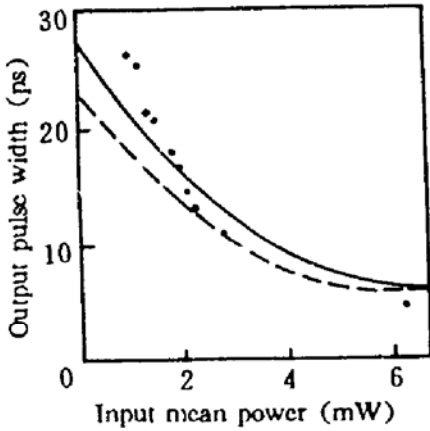


Fig. 4 Variation of output pulse width with input mean power after 21 km fiber transmission Fig. 5 Variation of width and peak power of optical pulse while propagating over 4000 km

为了进一步证明经法布里-珀罗光谱窗消啁啾后的准孤子脉冲是否能在的超长距离光纤中稳定传输,我们利用式(9),以 25 km 为放大间距,进行了单个光孤子脉冲在 4000 km 光纤中的传输模拟计算,给出了脉宽与峰值功率的变化曲线如图 5(a)、(b)。由图中可以看出,由于啁啾的存在,光脉冲的宽度和峰值功率将产生周期性的起伏波动,这同文献[5]、[6]中的结论是一致的,入射孤子阶数  $A'$  越高(此处  $A'$  考虑了路径平均后孤子阶数),即进行一定的预加重以补偿啁啾,稳定传输时脉宽越窄起伏越小,波动周期也越小,但无论入射功率高低,在一定距离的稳定传输之后,脉宽和峰功的抖动将明显增大,波形的恶化逐渐明显,可见为补偿啁啾的入射功率预加重仅能减小准孤子脉宽起伏的幅度,不能延长稳定传输的距离。

此外,还在更长距离(10000 km)上,进行了单孤子、双孤子及三孤子的传输模拟,并与理想双曲正割孤子进行了比较。计算表明,准孤子脉冲中虽仍含有部分啁啾,且波形不对称,但基本上能够维持超长距离稳定传输,只是波形畸变比较明显。理想孤子和准孤子对孤子间的相互作用的影响没有明显区别。

根据以上理论模型所得的数值计算结果与本文实现的 21 km 色散位移光纤中光孤子传输实验所测得结果进行比较。实验系统中以增益开关分布反馈激光器为光源,重复频率为 2.5 GHz,采用法布里-珀罗腔消啁啾,消啁啾后  $\Delta t \Delta \nu < 0.35$ ,近变换极限光脉冲经光纤放大器放大后在色散位移光纤中传输了 21 km,其脉宽由二次谐波自相关仪测得。由于采用了反馈控制锁定法布里-珀罗腔,且光纤放大器也仪器化了,故光源输出光脉冲平均功率在 5 h 内小于  $\pm 4\%$ ,整个系统的稳定工作时间大于 6 h。实验测量值在图 4 中用黑点表示,由图可见,用本文的理论模型计算输入脉冲功率脉宽时所需功率约为 1.7 mW,实验测量值为 1.8 mW,实验值与理论计算值的偏差在于对光纤传输系统中包含光纤活接头及焊点损耗在内的集总损耗的估算有一定的偏差。

**结 论** 通过本文建立的包括增益开关半导体激光器超短光脉冲的产生及法布里-珀罗光谱窗消啁啾在内的光孤子传输系统模型,分析消啁啾后的准孤子在光纤中的传输特性,并与实

验结果比较可以看出：

- 1) 采用此模型能够更为精确的计算和分析实际光孤子传输系统中孤子的传输特性。
- 2) 利用法布里-珀罗消啁啾后的准孤子脉冲可以用于光孤子传输。采用预加重可以补偿部分啁啾，使得准孤子在传输过程中脉宽起伏变化减小。

### 参 考 文 献

- [1] M. Nakazawa *et al.*, Strait-line soliton data transmission over 2000 km at 20 Gbit/s and 1000 km at 40 Gbit/s using Erbium-doped fiber amplifiers. *Electron. Lett.*, 1993, 29(16) : 1474
- [2] J. P. Van Der Zeil *et al.*, Genetation of short optical pulses in semiconductor lasers by combined dc and microwave current injection. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1982, QE-18(9) : 1340
- [3] C. Desem, P. L. Chu., Effect of shirp on soliton propagation in single-mode optical fibers. *Opt. Lett.*, 1986, 11(4) : 248
- [4] Y. Kodama, A. Hasegawa, Amplification and reshaping of optical solitons in glass fiber —— II. Amplifiers with random gain. *Opt. Lett.*, 1983, 8(6) : 342
- [5] Ben-Jan Hog, Likapn Wang, C. C Yang, Using nonsoliton pulses for soliton-Based fiber communciations. *J. Lightwave Techology*, 1990, 8(4) : 568
- [6] 单雪康, 初始啁啾对光纤中光孤子的传输的影响——变分研究. *电子学报*, 1989, 17(3) : 125

## Theoretical Analyse of Soliton Transmission Using GS-DFB-LD as Soliton Source

Zhong Shan      Xu Baoxi      Yao Minyu      Lou Caiyun  
Li Yanhe      Gao Yizhi      Zhou Binkun

(*Deptarment. of Electronic Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084*)

(Received 10 April 1994; revised 27 May 1994)

**Abstract** A mathematic model including ultrashort optical pulse generated from semiconductor laser, chirp eliminated by F-P spectral window and nonlinear optical pulse transmission is established. Numerical simulations agree well with experimental data. Furthermore, it is shown that the quasi-soliton pulse with chirp eliminated can propagate steadily over a long distance.

**Key words** soliton transmission, soliton source, F-P spectral window.